Письма в ЖЭТФ, том 56, вып.4, стр.221 - 226 25 августа 1992 г.

ПЕРЕНОРМИРОВКА ЭФФЕКТИВНОЙ МАССЫ И ЭФФЕКТ ДЕ ГААЗА-ВАН АЛЬФЕНА В СИСТЕМАХ С ТЯЖЕЛЫМИ ФЕРМИОНАМИ

Ю.Каган, К.А.Кикоин, Н.В.Прокофьев

Российский научный центр "Курчатовский институт"
123182, Москва, Россия
Van der Waals-Zeeman Laboratorium, Universiteit van Amsterdam,
Valckenierstraat 65/67, 1018XE Amsterdam, The Netherlands

Поступила в редакцию 24 июля 1992 г.

Показано, что в рамках модели кондо-решетки возникает сильная перенормировка спектра широкой зоны проводимости за счет неупругого рассеяния на спиновых возбуждениях, образующих при $T \to 0$ систему тяжелых нейтральных фермионов. Однако такая перенормировка носит неуниверсальный характер и эффективная масса электронов в общем случае меньше термодинамической массы. Показано, что в отличие от фононов неупругое взаимодействие со спиновой жидкостью ведет к появлению фактора Дингла в амплитуде эффекта dHvA в явной форме. Рассматривается корреляция между перенормированной массой электронов при $T \to 0$ и сопротивлением ТФ системы при $T \sim T_K$. Обсуждаются экспериментальные аспекты по выявлению характера спиновых корреляций при низких температурах.

1. В работе авторов [1] были представлены соображения, что в системах с почти целочисленной валентностью f-оболочки тяжелые фермионы (ТФ) возникают как нейтральные возбуждения спиновой природы. В кондо-решетке взаимодействие f-электронов с электронами проводимости ведет к частичной спиновой экранировке и косвенному взаимодействию между спинами, обуславливая возникновение квантовой спиновой жидкости. Низкотемпературные возбуждения этой жидкости не несут заряда и подчиняются статистике Ферми (ср., например, [2]). Все возбуждения спиновой жидкости лежат в узкой энергетической полосе. Ее масштаб характеризуется температурой T_S, при которой разрушаются коллективные взаимодействия в спиновой системе. Термодинамические свойства (ТС) систем (теплоемкость, магнитная восприимчивость) определяются этой ветвью возбуждений.

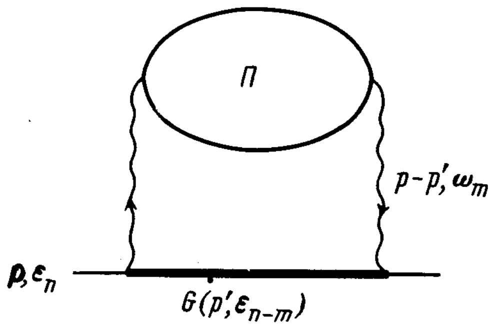
Ферми-жидкость, образованная электронами проводимости, определяет заряженную ветвь возбуждений, ответственную за проводимость и такой эффект как квантовые осцилляции магнитной восприимчивости (эффект dHvA). Между обеими ветвями возбуждений имеет место сильное взаимодействие (особенно в области энергий $\lesssim T_S$), что проявляется в температурном поведении сопротивления ТФ систем. В общем случае оно может вести к сильной перенормировке массы электронов проводимости, m^*. Однако общий анализ, проведенный в [1], показал, что по крайней мере при условии $J \ll W$ (где J – энергия обменного взаимодействия между электронами проводимости и локализованными спинами, W – ширина зоны проводимости) масса носителей заряда m^* остается существенно меньше эффективной массы m_H, определяемой из термодинамических измерений. Все существующие эксперименты по эффекту dHvA в системах на основе Ce свидетельствуют в пользу этого утверждения. Вместе с тем наблюденные в эффекте dHvA массы часто значительно превышают массы, получаемые в зонных расчетах. Мы покажем наличие корреляции между перенормировкой массы при $T \to 0$ и сопротивлением при $T \sim T_S$ в картине двухкомпонентной жидкости при весьма общих предположениях о свойствах спиновой системы. Анализ экспериментальных результатов выявляет такую корреляцию.

Теоретические результаты, полученные для случая взаимодействия с фононами [3] (см. также [4]) привели к представлению, что неупругое взаимодействие всегда приводит только к перенормировке наблюдаемой массы, которая сохраняется в широком интервале температур и не приводит к появлению фактора Дингла. На самом деле во всех случаях высокотемпературное поведение амплитуды квантовых осцилляций диктуется затуханием электронов. Но в случае фононов число возбуждений линейно растет с T (что имитирует сохранение перенормировки массы), тогда как число спиновых возбуждений выходит на константу. В результате, взаимодействие со спиновой жидкостью приводит с ростом температуры к появлению постоянного фактора Дингла.

2. В рамках двухкомпонентной жидкости гамильтониан ТФ системы может быть представлен в виде

$$H = H_B + H_{SL} + H_{int}, \tag{1}$$

где H_B – зонный гамильтониан, H_{SL} – гамильтониан спиновой жидкости, H_{int} – взаимодействие между обеими подсистемами.



При наличии двух резко различающихся энергетических масштабов W и T_S адиабатическая часть взаимодействия, связанная с возбуждениями электронов в интервале между T_S и W, идет на формирование спектра узкой полосы, после чего неадиабатические поправки оказываются малыми, как и в случае взаимодействия с фононами (см. [5]). Поэтому в гамильтониане (1) член H_{SL} описывает спиновую систему с учетом адиабатической перенормировки, а H_{int} содержит только низкочастотную часть взаимодействия. При малой константе взаимодействия, $\rho J \ll 1$, где ρ – плотность состояний на поверхности Ферми в зоне проводимости, оказывается малой также и перенормировка вершины. Ниже мы везде будем предполагать, что главную роль в формировании спиновой жидкости играет межузельное взаимодействие и это неравенство выполняется.

Массовый оператор для электронов определяется диаграммой

$$\Sigma_n(\mathrm{p}) = J^2 T \sum_m \int \frac{d\mathrm{p}'}{(2\pi)^3} \frac{\Pi(\mathrm{p}-\mathrm{p}', \omega_m)}{i\epsilon_{n-m} - \xi_{\mathrm{p}'} - \Sigma_{n-m}(\mathrm{p}')}. \tag{2}$$

Здесь $\epsilon_n = \pi T(2n+1)$, $\omega_m = 2\pi T m$ – мацубаровские частоты, $\xi_\mathrm{p} = \epsilon_\mathrm{p} - \mu$ – энергия электронных возбуждений. Для поляризационного оператора имеем выражение

$$\Pi(\mathbf{q},\omega_m) = \int_0^\infty dEP(\mathbf{q},E)\frac{2E^2}{\omega_m^2 + E^2};$$

$$P(\mathbf{q},E) = \sum_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}(n_{\mathbf{k}} - n_{\mathbf{k}'})\delta(E_{\mathbf{k}} - E_{\mathbf{k}'} - E)\delta_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\mathbf{k}'}. \qquad (3)$$

Нас интересует перенормировка спектра электронов при энергиях и температурах в интервале $\sim T_S$. Основной вклад в (2) связан с интегрированием по области малых ξ. При этом интегрирование по направлениям импульса p' и энергии ξ разделяются. Пренебрегая членами порядка $(pJ)^2$ и T_K/W, для массового оператора имеем универсальное выражение

$$\Sigma_n = -i\pi\rho J^2 T\sum_m \Pi_m \operatorname{sgn}(\epsilon_{n-m}) \equiv -i\pi\rho J^2 T\sum_{m=-n}^{n} \Pi_m \qquad (4)$$

$$\Pi_m = <\Pi(\mathbf{p}-\mathbf{p}',\omega_m)>, \qquad (5)$$

где $< ... >$ означает усреднение по углу между векторами p и p' на поверхности Ферми. Таким образом массовый оператор определяется лишь усредненным значением поляризуемости спиновой жидкости.

Рассмотрим два предельных случая. При $T \to 0$

$$\Sigma_n = -i\epsilon_n \rho J^2 \Pi_0 \qquad (6)$$

и для перенормировки массы электронов проводимости имеем

$$m^* = m_B(1+\lambda); \qquad (7)$$

$$\lambda = \rho J^2 \Pi_0(T=0). \qquad (8)$$

При $T > T_S$ в сумме по частотам ω_m в (4) мы можем сохранить только член с $m=0$. В этой области температур поляризационный оператор (3) приближенно равен

$$\Pi_0(T) \approx \alpha\frac{1}{T}, \qquad (9)$$

где α – численный коэффициент порядка единицы. При этом массовый оператор принимает вид

$$\Sigma_n = -i/2\tau\operatorname{sgn}(n); \qquad 1/\tau = \alpha 2\pi\rho J^2. \qquad (10)$$

Таким образом, при $T \ll T_S$ неупругое взаимодействие определяет перенормировку эффективной массы, тогда как при $T \gtrsim T_S$ оно приводит лишь к затуханию электронных возбуждений, не зависящему от температуры (ср. [8]). Этот результат существенен для эффекта dHvA.

3. Как известно, общее выражение для амплитуды квантовых осцилляций магниченной восприимчивости имеет вид [3]

$$A_r = \sum_{n=0}^{\infty}\exp\left\{-\frac{2\pi r}{\omega_C}(\epsilon_n + i\Sigma_n)\right\}, \qquad (11)$$

где r – номер гармоники; $\omega_C = eH/m_B C$ – циклотронная частота в магнитном поле H. Как правило в условиях эксперимента показатель экспоненты при $n = 0$ заметно больше единицы и с экспоненциальной точностью оказывается достаточным ограничиться в (11) лишь первым слагаемым. Подставляя найденное выше выражение (4) для Σ, имеем

$$-\ln A_1 \approx \frac{2\pi^2 T}{\omega_C}(1 + \rho J^2 \Pi_0(T)) \tag{12}$$

$$\Pi_0(T) = 2\int dEP(E)/E; \qquad P(E) = < P(\mathrm{p} - \mathrm{p}', E) > \tag{13}$$

При $T \ll T_S$ температурная зависимость амплитуды определяет m^*. При росте температуры эффективная масса раздевается, и одновременно появляется не зависящий от температуры фактор Дингла.

Здесь проявляется принципиальное отличие от электрон-фононного взаимодействия. В последнем случае [6]

$$\Sigma_0 = -i\pi T \lambda_{ph}, \tag{14}$$

где λ_{ph} не меняется с температурой. Постоянство Σ_0/T создало иллюзию, что при всех T неупругое рассеяние не играет роли и все сводится только к изменению эффективной массы. На самом деле и в этом случае происходит непрерывный переход от доминирующей роли перенормировки массы к чистому затуханию. При температурах выше температуры Дебая электронная масса близка к затравочному значению, но теперь уже фактор Дингла линейно зависит от T, поскольку в классической области температур само число фононов линейно растет с T. В случае спиновой подсистемы число возбуждений ограничено числом спинов и поэтому τ^{-1} выходит на плато с ростом температуры.

Заметим, что в промежуточной области температур амплитуда эффекта dHvA отражает только масштаб неупругого взаимодействия, а не перенормировку массы или время жизни возбуждений по отдельности.

Существенно, что результат, полученный для двухкомпонентной ферми-жидкости, является общим и относится к произвольному случаю взаимодействия широкой зоны проводимости с *любой* полосой возбуждений кристалла, сосредоточенных в узком энергетическом интервале $T_S \ll W$. Тот факт, что при $T \sim T_S$ спиновая жидкость с неизбежностью трансформируется в систему квазинезависимых спинов, оставляет полученные предельные результаты неизменными.

Чувствительность к характеру возбуждений в спиновой жидкости проявляется в температурной зависимости $\Pi_0(T)$ в промежуточной области температур $T < T_S$. В этом смысле информативным может оказаться изучение амплитуды dHvA для умеренно тяжелых масс (но при сохранении условия $m^* \gg m_B$), чтобы перекрыть как можно более широкий интервал температур. Температурная зависимость разности $\Pi_0(T) - \Pi_0(0)$ в (12), (13) фактически отражает внутренние свойства спиновой жидкости. При ферми-статистике низкотемпературных возбуждений, которой отвечает (3), эта разность пропорциональна $(T/T_S)^2$. Выявление раннего отклонения от этого закона могло бы пролить свет на характер перестройки свойств коллективных возбуждений. Возможно, такое изменение связано с ранним отклонением температурной зависимости сопротивления от квадратичного ферми-жидкостного закона.

4. Масштаб перенормировки массы при $T = 0$ определяется значением параметра λ в (8). Поскольку $\Pi_0 \sim 1/T_S$, мы имеем

$$\lambda \sim \frac{\rho J^2}{T_S} \approx \frac{1}{2\pi\tau T_S}. \tag{15}$$

Время релаксации $\tau(10)$, которое определено для $T \gtrsim T_S$, может быть оценено из значения сопротивления в максимуме $\rho_{max}(T)$, который приходится на область $T \sim T_S$. Воспользовавшись экспериментальными результатами (см., например, [7]), легко установить, что $\lambda \gg 1$. Это означает, что при $T \to 0$ масса электронов проводимости на поверхности Ферми $m^* \gg m_B$. Впервые этот результат был получен Элиашбергом [8], который ввел модельное описание спиновой подсистемы в виде набора двухуровневых систем. Отмеченный выше универсальный характер поведения массового оператора при взаимодействии с возбуждениями, лежащими в узкой энергетической полосе, делает естественным качественное совпадение результатов для перенормировки эффективной массы. Заметим, что Элиашберг считал утяжеленные электроны проводимости теми тяжелыми фермионами, которые определяют термодинамические свойства системы. Однако в общем случае это совершенно не так. Любая модель, предполагающая наличие узкой энергетической полосы спиновых возбуждений, автоматически ведет к универсальному и определяющему вкладу этой полосы в термодинамику системы (энтропия $s \approx \ln 2$ при $T \gtrsim T_S$). С другой стороны, перенормировка массы электронов помимо T_S зависит также и от параметра ρJ и в этом смысле не является универсальной, причем может заметно отличаться для различных листов поверхности Ферми. Более того, предполагая $\rho J \ll 1$, мы всегда будем иметь неравенство $m^* \ll m_H$. Именно по этой причине масса носителей заряда в Се-системах с почти целочисленной валентностью должна быть меньше тяжелофермионной термодинамической массы m_H.

В рассматриваемом варианте теории значение сопротивления при $T \sim T_S$ и значение m^* при $T = 0$ коррелируют. Если задаться типичными значениями величин при $T > T_S$: $\rho(T_S) = m_B/ne^2\tau = 100$ мкОм·см; $T_S = 10$ K; $n = 10^{22}$ см$^{-3}$; $m_B = m_e$, находим $m^* = (1+\lambda)m_B \approx 40m_e$. Данная оценка оказывается порядка максимальных эффективных масс, наблюдавшихся до сих пор в Се-системах [9,10].

В рамках адиабатического подхода поправки к спектру спиновых возбуждений малы, несмотря на большое значение параметра λ. При этом, однако, вопрос о самосогласованном микроскопическом вычислении величин T_S и ρJ^2 остается за рамками рассматриваемой модели. Можно предположить, что масштаб T_S в существенной степени определяется межузельными корреляциями спинов и зависит от расстояния между f-атомами, структуры решетки и так далее, в то время как в H_{int} основной вклад дает одноузельное рассеяние. Частичная экранировка спина за счет эффекта Кондо ведет к увеличению λ, подавляя межузельное и усиливая одноузельное взаимодействие электронов со спинами. В этих условиях может реализоваться неравенство $T_S \ll \rho J^2$.

5. При $T \ll T_S$ температурная зависимость сопротивления определяется мнимой частью массового оператора (4), аналитически продолженного на действительную ось.

$$\mathrm{Im}\Sigma(\omega) = -\pi\rho J^2 \int dEP(E)[2N_E + n_{E+\omega} + n_{E-\omega}]\mathrm{sgn}\,\omega, \tag{16}$$

где N_E и n_E – соответственно бозе- и ферми-функции распределения. Статическое сопротивление зависит от свойств спиновой подсистемы только через функцию $P(E)$. Когда низкочастотные спиновые возбуждения являются нейтральными фермионами [1] мы имеем $P(E) \sim E$ и $\rho \sim T^2$. Теплоемкость этой фермионной компоненты, которая и определяет теплоемкость всей системы, имеет обычную зависимость $C \sim T$. Во многих ТФ системах интервал температур, где справедлив закон $\rho \sim T^2$, горздо уже, чем интервал, где сохраняется линейная по T зависимость теплоемкости. Этот важный экспериментальный результат связан, по-видимому, с перестройкой характера возбуждений в спиновой жидкости. Интересно, что модель двухуровневых систем с однородным распределением разности энергетических уровней ведет к линейной теплоемкости, но одновременно к $P(E) = th(E/2T)\mathrm{const}$, и следовательно к $\rho \sim T$. Но именно такая зависимость как правило сменяет квадратичную зависимость, причем она часто сохраняется в широком интервале температур (см., например, [10]). Из общих соображений ясно, что при промежуточных T статистика возбуждений перестает быть фермиевской, поскольку при $T \gtrsim T_S$ мы имеем уже систему квазинезависимых спинов. Является ли такое совпадение случайным или эта модель отражает реальную перестройку спиновой жидкости, остается открытым вопросом.

Приведенный выше анализ относился к системам с почти целочисленной валентностью f-оболочки. На самом деле, все результаты, касающиеся перенормировки широкой зоны проводимости, сохраняются в режиме промежуточной валентности при наличии узкой энергетической полосы тяжелых заряженных фермионов (соединения на основе U). При этом параметр ρJ может быть не мал, и перенормировка электронов затравочно широкой зоны может быть очень сильной.

Авторы признательны М.Спрингфорду, Я.Франсе за критические дискуссии.

---

1. Yu.Kagan, K.A.Kikoin, and N.V.Prokof'ev, Physica. B 1992.
2. P.W.Anderson, Science **235**, 1196 (1987); N.Nagaosa, P.A.Lee, Phys. Rev. Lett., **64** 2450 (1990).
3. S.Engelsberg, and G.Simpson, Phys. Rev. B **2**, 1657 (1970).
4. M.A.Khalid, P.H.P.Reinders, and M.Springford, J. Phys. F **18**, 1949 (1988).
5. Е.Г.Бровман, Ю.Каган, ЖЭТФ **52**, 557 (1967); [Sov. Phys. JETP **25**, 362 (1967)].
6. M.Fowler, and R.Prange, Physics. **1**, 315 (1965).
7. G.R.Stewart, Rev. Mod. Phys. **56**, 755 (1984).
8. Г.М.Элиашберг, Письма в ЖЭТФ, **45**, 28 (1987); [Sov. Phys. JETP Lett. **45**, 35 (1987)].
9. G.G.Lonzarich, JMMM **76**, **77**, 1 (1988).
10. M.Springford, Physica. B **171**, 151 (1991).
11. H.R.Ott, Progress in Low Temp. Phys. **XI**, 217 (1987).